

ЛИНИИ ПОТОКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ ВБЛИЗИ ПОЛУПЛОСКОСТИ

В. П. Нефедов

Существует несколько работ, посвященных расчету линий потока электромагнитной энергии вблизи идеально проводящих тел [1–4]. В данной работе представлены результаты вычисления линий потока энергии плоской электромагнитной волны, падающей нормально на идеально проводящую полуплоскость. Рис. 1 иллюстрирует случай, когда краю полуплоскости параллелен вектор магнитной напряженности волны (*s*-случай), а рис. 2 — когда краю полуплоскости параллелен вектор электрической напряженности (*p*-случай). На рисунках указан относительный размер длины волны λ , волна падает справа.

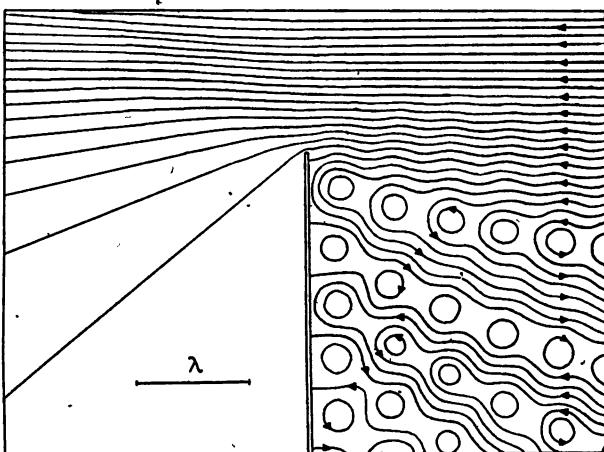


Рис. 1.

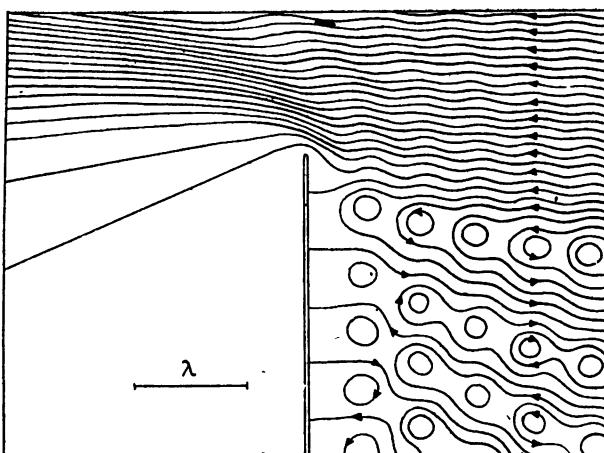


Рис. 2.

При расчете вектора потока энергии

$$\mathbf{S} = (1/2) \operatorname{Re} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*]$$

использовались строгие представления векторов электрической и магнитной напряженности \mathbf{E} и \mathbf{H} , основанные на решении Оберхеттингера для задачи дифракции плоской волны на клине [5] (\mathbf{H}^* — комплексно-сопряженное значение \mathbf{H}):

$E = -(i/k)[z \times \nabla u_s]$, $\rho H = zu_s$ — для случая $H||z$,

$E = zu_p$, $\rho H = (i/k)[z \times \nabla u_p]$ — для случая $E||z$,

где

$$u_s = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n J_{n\pi/\alpha}(kr) i^{-n\pi/\alpha} \cos \frac{n\pi}{\alpha} \varphi \cos \frac{n\pi}{\alpha} \varphi_0,$$

$$u_p = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n J_{n\pi/\alpha}(kr) i^{-n\pi/\alpha} \sin \frac{n\pi}{\alpha} \varphi \sin \frac{n\pi}{\alpha} \varphi_0,$$

r, φ — цилиндрические координаты задачи, k, ρ — волновое число и волновое сопротивление среды, φ_0 — угол падения волны на клин (в нашем случае $\varphi_0 = \pi/2$), α — внешний угол клина (в нашем случае $\alpha = 2\pi$), z — единичный вектор, направленный вдоль ребра клина,

$$\epsilon_n = \begin{cases} 1 & \text{при } n = 0 \\ 2 & \text{при } n \neq 0 \end{cases}.$$

Точности построения линий потока уделялось необходимое внимание. Ошибка вычисления векторов на ЭВМ менее 1%.

Полученные изображения хорошо согласуются с результатами Браунбека и Лауккина [1], дополняя эти результаты рассмотрением обоих случаев поляризации электромагнитных волн в более широкой окрестности края полуплоскости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Braubek W., Laukien G.— Optik, 1952, 9, № 4, p. 174. (Хенл Х., Мауз А., Вестпфаль К. Теория дифракции.— М.: Мир, 1964, с. 239; Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970, с. 628).
2. Gallet R.— C. R. Acad. Sci., B, 1968, 267, № 4, p. 251.
3. Guigaud J.-L.— C. R. Acad. Sci., B, 1973, 276, № 23, p. 847.
4. Недедов В. П.— Краткие тезисы VI Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн.— Москва — Ереван: 1973, кн. 1, с. 380.
5. Obergöttinger F.— Commun. Pure Appl. Math., 1954, 7, № 3, p. 551.

Поступила в редакцию
9 ноября 1983 г.

Аннотации депонированных статей

УДК 537.876.23

О СТРУКТУРЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА СРЕД С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

М. И. Бакунов

Обсуждаются особенности графических задач при учете пространственной дисперсии на примере феноменологической модели одномерно неоднородной среды. Рассматривается случай гауссова ядра поляризуемости интегрального материального уравнения, когда локальные искажения электромагнитного поля близи границы (наличие которых обусловлено нелокальностью материального уравнения) не сводятся к добавлению быстро спадающих ветвей, соответствующих дополнительным дисперсионным уравнениям. Исследована структура поля в окрестности границы в этом случае. Показано, что вклад приграничных искажений в граничные условия приводит к поправкам в амплитудах возбуждаемых объемных волн того же порядка, что и в случае, когда искажения поля связаны с дополнительными корнями дисперсионного уравнения.

Статья депонирована в ВИНТИ,
регистр. № 5869—83. Деп. от 28 октября 1983 г.